N79-24937 ESA

Академия наук СССР

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Пр-349

TM-75619

Р.А.Сюняев

ФЛУКТУАЦИИ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ВТОРИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ ВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ

R.A.Sunyaev

FLUCTUATIONS IN MICROWAVE BACKGROUND RADIATION DUE TO SECONDARY IONIZATION OF THE INTERGALACTIC GAS IN THE UNIVERSE

Москва

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Пр-349

Р.А.Сюняев

ФЛУКТУАЦИИ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ВТОРИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ ВЕЩЕСТВА ВО ВСЕЛЕННОЙ

R.A.Sunyaev

FLUCTUATIONS IN MICROWAVE BACKGROUND RADIATION DUE TO SECONDARY IONIZATION OF THE INTERGALACTIC GAS IN THE UNIVERSE

1977

Вторичный разогрев и ионизация межгалактического газа при красном смещении $z \sim 10 \div 30$ может приводить к большой оптической толще Вселенной по томсоновскому рассеянию и замыванию первичных флуктуаций, возникающих в период рекомбинации водорода $z \sim 1500$. Показано, что движения, связанные с возмущениями плотности в больших масштабах при $z \sim 10 \div 15$, приводят к возникновению вторичных флуктуаций реликтового излучения. Оценены также флуктуации, связанные с богатыми скоплениями галактик и молодыми галактиками.

Secondary heating and ionization of the intergalactic gas at redshifts $z \sim 10 \div 30$ could lead to the large optical depth of the Universe for Thomson scattering and could smooth the primordial fluctuations, formed at $z \sim 1500$. It is shown that the gas motions connected with the large scale density perturbations at $z \sim 10 \div 15$ must lead to the generation of secondary fluctuations of microwave background. The contribution of the rich clusters of galaxies and young galaxies to the fluctuations of microwave background is also estimated.

Согласно современным представлениям наблюдаемые скопления галактик образовались в результате роста малых возмущений плотности и скорости вещества во Вселенной, существовавших на ранних стадиях ее расширения. Взаимодействие этих возмущений с реликтовым излучением в эпоху рекомбинации водорода во Вселенной (красное смещение $z \sim 1500$) должно приводить к мелкомасштабным флуктуациям углового распределения реликтового излучения (Силк, 1967). Расчеты в моделях адиабатических и энтропийных возмущений плотности, проведенные с учетом немгновенности рекомбинации (Сюняев, Зельдович, 1970, Пиблс и Ю, 1970, Дорошкевич и др.,1977) предсказывают первичные флуктуации реликтового излучения, которые лежат на пределе возможностей экспериментальной проверки. Последние результаты Парийского (1976) накладывают существенные ограничения на теоретические модели. Вихревая модель (Чибисов и Озерной, 1969) предсказывает значительно большие первичные флуктуации, чем адиабатическая и энтропийная.

В связи с этим в литературе неоднократно указывалось (см.Зельдович, Сюняев, 1967) на следующую возможность ослабления первичных флуктуаций. После рекомбинации водорода во Вселенной ($z \sim 1500$) в какой-то момент $z \gtrsim 3.5$ произошла вторичная неравновесная ионизация межгалактического газа (МГГ). При большой оптической толще этого газа по томсоновскому рассеянию τ первичные флуктуации реликтового излучения должны

были замываться, а их амплитуда уменьшается как $e^{-\tau}$. Эта возможность значительного ослабления первичных флуктуаций позволяет серьезно рассматривать даже теории происхождения галактик, приводящие в период рекомбинации к значительным флуктуациям.

Вейман (1966) был первым, кто отметил, что к ранней $z \gtrsim 10 \div 30$ и значительной степени ионизации может приводить фотоионизация ультрафиолетовым излучением молодых галактик, квазаров и протоскоплений галактик. Последующие расчеты и оценки (Аронс, Вингерт, 1972, Сюняев и Зельдович, 1972(а), Дорошкевич и Шандарин, 1975, Озерной и Черномордик, 1976, Сюняев, 1976) показали, что обеспечить большую оптическую толщу по рассеянию $\tau > 2 \div 5$ трудно, но в принципе, можно. Для этого требуется, например, чтобы молодые галактики имели светимость до $10^{46} \div 10^{47}$ эрг/с в диапазоне $500 < \lambda < 912$ Å в течение 10^8 лет.

Примем, что вторичная ионизация МГГ приводит к большим τ, и рассчитаем "вторичные" флуктуации реликтового излучения, возникающие из-за малых возмущений скорости движения вещества на стадии вторичного разогрева. Эти скорости естественным образом связаны с малыми возмущениями плотности большого масштаба, которые еще не успели привести к выделению гравитационно-связанных объектов. Для упрощения расчетов примем, что основная часть вещества во Вселенной при $z > 7$ (область с $z < 7$, как будет показано ниже, дает малый вклад во флуктуации) находилась в виде МГГ. Среднюю плотность вещества во Вселенной ρ будем характеризовать параметром $\Omega = \rho/\rho_{crit} = \frac{8\pi G\rho}{3H_0^2}$, где $H_0 = 50\,h$ км/с Мпс – современное значение постоянной Хаббла.

Ниже будет показано, что крупномасштабные движения должны приводить к возникновению заметных флуктуаций на

этой стадии. Будем называть флуктуации, возникающие вследствие вторичного разогрева , "вторичными"в отличие от "первичных", возникающих в период рекомбинации ($z \sim 1500$). В заключении будут обсуждаться флуктуации фона, связанные с известными типами объектов: скоплениями галактик, радиоисточниками и молодыми галактиками. Отметим, что Сюняев и Зельдович (1970) и Силк (1974) обсуждали другие источники вторичных флуктуаций.

Флуктуации, связанные с рассеянием на движущихся электронах.

Сюняев и Зельдович (1970) обратили внимание на то, что рассеяние фотонов на движущихся электронах (движение связано с возмущениями плотности) приводит в силу доплер-эффекта к изменению частоты фотонов и температуры реликтового излучения

$$\frac{\delta T}{T} = \int_0^\infty \frac{u_1(z)}{c}\, e^{-\tau(z)}\, \frac{d\tau(z)}{dz}\, dz\,, \qquad (1)$$

где $u_1(z)$ - проекция скорости на направление луча зрения, τ - оптическая толща Вселенной по томсоновскому рассеянию,

$$d\tau = \sigma_T N_e(z)\, c\, dt(z) = \Omega \sigma_T N_{cr}\, c H_0^{-1} \frac{1+z}{\sqrt{1+\Omega z}}\, dz\,,$$

множитель $e^{-\tau}$ учитывает ослабление флуктуаций из-за последующих рассеяний.

Представим, следуя Сюняеву и Зельдовичу (1970), возмущения плотности и связанные с ними скорости вещества в виде интегралов Фурье

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{1}{(2\pi)^3}\int a_p\, e^{i\vec{p}\vec{z}}\, d^3p\,; \quad \frac{\vec{u}}{c} = \frac{1}{(2\pi)^3}\int \vec{b}_p\, e^{i\vec{p}\vec{z}}\, d^3p\,, \qquad (2)$$

причем безразмерную переменную z определим как

$$z = 1 - \frac{RH_0}{2c} = (1+\Omega z)^{-1/2}, \tag{3}$$

где $R = \int\limits_t^{t_0} \frac{dx}{a(x)} = \frac{2c}{H_0}\left[1-(1+\Omega z)^{-1/2}\right]$ – сопутствующая координата. Напомним, что физическая координата $x = ct$ и $\frac{dt}{dz} = -\frac{1}{H_0(1+z)^2\sqrt{1+\Omega z}}$. При таком определении z волновое число p не зависит от z. Определим массу возмущения плотности, как массу, заключенную в пределах сферы с радиусом в половину длины волны

$$M = \frac{4\pi}{3}\left(\frac{\pi}{p}\right)^3\left(\frac{2c}{H_0}\right)^3 \Omega \rho_{crit}; \quad p = 2{,}5\cdot 10^3\left(\frac{10^{15} M_{\odot}\Omega}{M h}\right)^{1/3}. \tag{4}$$

Как известно, на стадии расширения после рекомбинации адиабатические и энтропийные возмущения плотности растут по закону $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim t^{2/3} \sim \frac{1}{1+z}$ до тех пор, пока $\Omega z > 1$. Для простоты приведем расчет для случая ($\Omega = 1$). Используя уравнение неразрывности $\frac{\partial}{\partial t}\frac{\delta\rho}{\rho} = -\operatorname{div} u$ и учитывая условие

$$\overline{\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^2} = \frac{1}{(2\pi)^3}\int a_p^2\, d^3p, \tag{5}$$

находим

$$a_p(z) = \frac{A_p}{1+z} \quad \text{и} \quad \vec{b}_p = 2i A_p \frac{\vec{p}}{p^2}\frac{1}{\sqrt{1+z}}, \tag{6}$$

где A_p – не зависит от времени и характеризует спектр возмущений. Подставляя в (I) значения $u(z)$ из (2) и (6), z из (3), получаем

$$\frac{\delta T}{T}=\frac{3d}{(2\pi)^3}\int \mu A_p \frac{d^3p}{p}\int_0^{\infty} exp\left\{\frac{ip\mu}{\sqrt{1+z}}-d(1+z)^{3/2}\right\}dz \qquad (7),$$

где $\mu=\cos \hat{\vec{p}\vec{z}}$, $d=\frac{2}{3}\sigma_T N_{e2} c H_0^{-1}\approx 2{,}1\cdot 10^{-2}h$.

Во внутреннем интеграле I_1 удобно перейти к переменной $V=\frac{p\mu}{\sqrt{1+z}}$ и оценить его методом перевала, учитывая, что интеграл набирается вблизи $V_0=p\mu d^{1/3}$, т.е. $1+z_0=d^{-2/3}=12$

$$I_1=2(p\mu)^2\int_0^{p\mu} exp\left\{-3\ln V-d\frac{(p\mu)^3}{V^3}+iV\right\}dV\approx$$

$$\approx\frac{2e^{-1}}{p\mu d}\int_{-\infty}^{+\infty} exp\left\{-\frac{9}{2(p\mu)^2 d^{2/3}}\left(V-p\mu d^{1/3}\right)^2+iV\right\}dV\approx$$

$$\approx\frac{2}{p\mu d}\,exp\left\{-1-\frac{(p\mu)^2 d^{2/3}}{18}+ip\mu d^{1/3}\right\}\int_{-\infty}^{+\infty} exp\left\{-\frac{9}{2(p\mu)^2 d^{2/3}}\right.$$

$$\left.\times\left[V-p\mu d^{1/3}+\frac{i}{2}\right]^2\right\}dV=\frac{2\sqrt{2\pi}}{3d^{2/3}}\,exp\left\{-1-\frac{(p\mu)^2 d^{2/3}}{18}+ip\mu d^{1/3}\right\}.$$

Теперь можно провести усреднение по углу θ и по фазе (третий член в экспоненте)

$$\overline{\left(\frac{\delta T}{T}\right)^2}=\frac{1}{(2\pi)^3}\int C_p^2 d^3p=\frac{2d^{2/3}e^{-2}}{\pi}\int A_p^2 dp\int_0^1 \mu^2 exp\left\{-\frac{(p\mu)^2 d^{2/3}}{9}\right\}d\mu.$$

Интеграл I_2 по углу μ легко вычисляется: при $pd^{1/3}>>3$

$$I_2=\frac{27}{p^3 d}\int_0^{pd^{1/3}/3} x^2 e^{-x^2}dx\approx\frac{27}{p^3 d}\left\{-\frac{1}{2}xe^{-x^2}\Big|_0^{\infty}+\frac{1}{2}\int_0^{\infty} e^{-x^2}dx\right\}=\frac{27\sqrt{\pi}}{4p^3 d};$$

при $pd^{1/3}<<3$ имеем $I_2=\frac{1}{3}$.

Получаем в пределе малых масс $p^3 d>>27$, $M<10^{22}\,M_\odot$

$$\overline{\left(\frac{\delta T}{T}\right)^2}=\frac{27e^{-2}}{2\sqrt{\pi}\,d^{1/3}}\int\frac{A_p^2}{p^3}dp \quad и \quad \overline{\left(\frac{\delta T}{T}\right)^2}=\frac{2}{3}\frac{d^{2/3}}{\pi}e^{-2}\int A_p^2 dp$$

в пределе больших масс $M > 10^{22} M_{\odot}$. Сравнивая с нормировкой (5) и предполагая, что A_p имеет максимум при p_0, находим, что

$$\left\langle \frac{\delta T}{T} \right\rangle = 2\cdot 10^{-2} M_{22}^{5/6} \left.\frac{\delta \rho}{\rho}\right|_0 \quad \text{и} \quad \left\langle \frac{\delta T}{T} \right\rangle \approx 2\cdot 10^{-2} M_{22}^{1/3} \left.\frac{\delta \rho}{\rho}\right|_0, \tag{8}$$

соответственно в области малых и больших M. Здесь $M_{22} = \frac{M}{10^{22} M_{\odot}}$, а $\left.\frac{\delta \rho}{\rho}\right|_0$ – либо соответствует современной оценке возмущений плотности в данном масштабе, либо равно $1+ z_0$, где z_0 соответствует моменту образования объектов данной массы. Громадная масса $10^{22} M_{\odot}$ приводится лишь для удобства нормировки; первая из формул (8) верна в области сравнительно малых масс, соответствующих скоплениям галактик. Полученный ответ функционально совпадает с результатом, полученным Сюняевым и Зельдовичем (1970) для первичных флуктуаций. И в том, и в другом случае флуктуации эффективно возникают в зоне с $\tau \sim 1$, однако при вторичном разогреве эта зона включает в себя большую массу, что приводит к существенному ослаблению флуктуаций. При спектре возмущений плотности вида $A_p \sim p^n$, $p_1 < p < p_2$ для спектра флуктуаций температуры имеем $\left\langle \frac{\delta T}{T} \right\rangle \sim p^{n-1} \sim \theta^{1-n}$ в области малых масс и $\left\langle \frac{\delta T}{T} \right\rangle \sim p^{n+\frac{1}{2}} \sim \theta^{-(n+\frac{1}{2})}$ при $M > 10^{22} M_{\odot}$. Здесь θ – угол, соответствующий диаметру возмущения с данным p при $z_0 = 11$.

Приведем без вывода результат расчета для произвольного Ω. При всех $\Omega > 0{,}1$ в зоне $\tau \sim 1$ имеем $\Omega z > 1$, поэтому эффектами, связанными с малой плотностью вещества во Вселенной, можно пренебречь. При этом расчет флуктуаций оказывается весьма простым. Формулы (8) остаются в силе, только под M_{22} следует понимать $\frac{M \Omega^{-2}}{10^{22} M_{\odot}}$, а под $\left.\frac{\delta \rho}{\rho}\right|_0$ либо

по-прежнему $(1+z_0)$, либо величину $\frac{1}{2\Omega}\frac{\delta\rho}{\rho}\Big|_0$. Введение фактора $\frac{1}{2\Omega}$ грубо учитывает тот факт, что при $z < \frac{1}{\Omega}$, рост возмущений плотности практически прекращается (см., например, Сюняев, 1971). Угловой масштаб флуктуаций определяется массой возмущений, величиной Ω и слабо зависит от момента $z_0 \simeq 11\,\Omega^{-1/3}$, когда $\tau \sim 1$. При $\Omega = 1$ имеем $\theta = \frac{\lambda}{\mathcal{D}} = \frac{2\pi}{P}\,\frac{1+z_0}{1+z_0-\sqrt{1+z_0}} \approx 10'\,M_{15}^{1/3}$.
При $\Omega \ll 1$ имеем $\theta \approx 10'\,M_{15}^{1/3}\,\Omega^{2/3}$.

<u>Вихревые скорости</u>. Скорости вихревых движений уменьшаются в ходе расширения Вселенной $u = u_0(1+z)$, где u_0 – современные значения скорости. Второе отличие от случая потенциальных движений (соответствующих адиабатическим и энтропийным возмущениям плотности) связано с поперечностью вихревых движений: поэтому формула (7) при $\Omega = 1$ приобретает вид:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{3d}{2(2\pi)^3}\int B_p\sqrt{1-\mu^2}\,d^3p\int_0^\infty (1+z)^{1.5}\exp\left\{\frac{ip\mu}{\sqrt{1+z}} - d(1+z)^{3/2}\right\}dz. \tag{9}$$

Здесь B_p определяется следующим образом

$$\overline{\left(\frac{u}{c}\right)^2} = \frac{1}{(2\pi)^3}\int b_p^2\,d^3p\ ; \quad b_p = B_p(1+z).$$

Взяв методом перевала внутренний интеграл и проведя усреднение по μ, получим в пределе малых масс $M < 10^{21}M_\odot$

$$\left\langle\frac{\delta T}{T}\right\rangle \approx 5.6\left\langle\frac{u_0}{c}\right\rangle M_{21}^{1/6} \quad \text{и} \quad \left\langle\frac{\delta T}{T}\right\rangle \approx 5.6\left\langle\frac{u_0}{c}\right\rangle \tag{10}$$

в пределе больших масс $M > 10^{21}M_\odot$. Видно, что даже при наличии вторичного разогрева наблюдения флуктуаций накладывают жесткие ограничения на вихревые скорости в больших масштабах,

а значит и на спектр первичной турбулентности. Так, например, если в масштабе $M \sim 10^{19}\, M_\odot$ при $\Omega = 1$ современное среднеквадратичное значение вихревой скорости составляло бы треть от хаббловской скорости в том же масштабе $\langle \frac{u_0}{c} \rangle \approx \frac{1}{3c} H_0 \frac{\lambda}{2} \approx \frac{\pi}{3 p} \approx \frac{M^{1/3}_{15}}{2{,}5 \cdot 10^3} \approx 10^{-2}$, то вторичные флуктуации достигали бы $\langle \frac{\delta T}{T} \rangle \approx 10^{-2}$ в угловой шкале $\theta \sim 4^0$. Учет отличия Ω от единицы ($\Omega \ll 1$) приводит к появлению в правой части формул (10) дополнительного фактора $\Omega^{-1/3}$, т.е. зависимость от Ω слаба.

Эффект Сакса и Вольфа. Сакс и Вольф (1967) исследовали влияние возмущений плотности и скорости на реликтовое излучение в рамках ОТО. Ньютоновская трактовка рассмотренных ими эффектов дана Зельдовичем и Новиковым (1975). При $\lambda \ll ct$ и резкой границе видимости (ширина границы много меньше λ) в момент t_1

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{-u_n'(t_0) + u_n'(t_1)}{c} + \frac{1}{c^2}\left[\varphi(t_0) - \varphi(t_1)\right] \qquad (11)$$

Этот результат получен для одной из волн в интеграле Фурье; u_n' - проекция пекулярной скорости на луч зрения, φ - потенциал возмущения; t_0 - современный момент времени. Первый член в (11) соответствует доплер-эффекту и позволяет оценивать скорости в момент $t_1 \ll t_0$ (мелкомасштабные флуктуации) и t_0 (скорость движения Земли относительно реликтового излучения, 24- часовая анизотропия), второй член описывает чисто гравитационное влияние на частоту. При $\lambda \ll ct$ второй член всегда меньше первого.

В случае рекомбинации водорода во Вселенной ($z \sim 1500$) рекомбинацию можно считать мгновенной лишь при рассмотрении крупномасштабных возмущений $M \gg 10^{16} M_\odot$ (Сюняев, Зельдович,

1970). В меньших масштабах эффект Сакса и Вольфа резко уменьшается из-за немгновенности рекомбинации. Точно так же нельзя считать резкой и границу $\tau_T \sim 1$ при вторичной ионизации. В этом случае для потенциальных движений эффект Сакса и Вольфа описывается формулой вида

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{c}\int_0^{t_0} \frac{du_n(t)}{dt} e^{-\tau(t)} dt - \frac{1}{c}\int_0^{t_0} grad_n \varphi(t) e^{-\tau(t)} dt, \quad (12)$$

которая в пределе больших масс (когда рекомбинацию можно считать мгновенной) сводится к (II). Первое слагаемое в правой части (I2) легко интегрируется по частям

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{u_n(t)}{c} e^{-\tau(t)}\Big|_0^{t_0} - \int_0^{t_0} \frac{u_n(t)}{c} e^{-\tau(t)} \frac{d\tau}{dt} dt.$$

Так как $\tau(t \to 0) \to \infty$, то первый член в правой части этой формулы описывает 24- часовую анизотропию, а второй, очевидно, соответствует эффекту рассеяния на электронах, описанному выше. Если учесть связь между потенциалом φ и возмущениями плотности $\frac{\delta\rho}{\rho}$, следующую из уравнения Пуассона $\Delta\varphi = -4\pi G\rho\frac{\delta\rho}{\rho}$, можно представить $grad\,\varphi$ в виде интеграла Фурье

$$grad_n \varphi = -\frac{8\pi i\, G\rho(z)}{(2\pi)^3} \frac{c(1+\Omega z)}{H_0 \Omega (1+z)^2} \int \frac{a_p \mu}{p} e^{i\vec{p}\vec{z}} d^3p = \frac{3i\, c H_0 (1+\Omega z)}{(2\pi)^3} \int \frac{A_p \mu}{p} e^{i\vec{p}\vec{z}} d^3p.$$

После этого легко оценить вклад в $\frac{\delta T}{T}$ второго члена в правой части (I2). При $\Omega = 1$

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{3i}{(2\pi)^3}\int_0 \frac{A_p \mu}{p} d^3p \int (1+z)^{-3/2} \exp\left\{\frac{ip\mu}{\sqrt{1+z}} - d(1+z)^{3/2} + d\right\} dz. \quad (13)$$

Внутренний интеграл в (I3) заменой переменной $\frac{p\mu}{\sqrt{1+z}} = V$ и интегрированием по частям приводится к форме, удобной для вычисления изложенным выше методом

$$\frac{2}{p_M}\int_0^{p_M}\exp\left\{iv-\frac{\alpha p_M^3 M^3}{v^3}+\alpha\right\}dv=\frac{2}{p_M}\left\{i\exp\left[iv-\frac{\alpha p_M^3 M^3}{v^3}+\alpha\right]\right\}\Big|_0^{p_M}+$$
$$+6i\alpha p_M^2 M^2 e^{-\alpha}\int_0^{p_M}v^{-4}\exp\left\{iv-\frac{\alpha p^3 M^3}{v^3}\right\}dv .$$

Первый член справа описывает влияние локального гравитационного поля $\varphi(t_0)/c^2$, а второй - вклад флуктуаций, формирующихся в зоне с $\tau\sim$ I, $z\sim$ I0. Проведя элементарные выкладки и усреднение по углам, находим

$$\left\langle\frac{\delta T}{T}\right\rangle=3\cdot 10^{-2}M_{22}^{5/6}\frac{\delta\rho}{\rho}\Big|_0 \quad и \quad \left\langle\frac{\delta T}{T}\right\rangle\approx 2{,}5\cdot 10^{-2}\frac{\delta\rho}{\rho}\Big|_0 , \qquad (I4)$$

соответственно в области малых и больших масс. Видно, что в случае потенциальных возмущений и малых масс эффекты рассеяния и Сакса и Вольфа дают сравнимый вклад в мелкомасштабные флуктуации. В области больших масс доминирует эффект Сакса и Вольфа. Приведем численный пример для случая Ω =I. Предположим, что объекты с массой порядка массы скопления Кома $M\approx 6\cdot 10^{15}M_\odot$ образовались при z_0 =5, тогда $\langle\frac{\delta T}{T}\rangle\approx 2\cdot 10^{-6}$ в масштабе $\theta\sim 18'$. Это значение сравнимо с результатом, полученным для первичных флуктуаций (Сюняев, Зельдович, I970). Таким образом, даже при наличии "вторичного" разогрева движения вещества приводят к значительным флуктуациям, если велики возмущения в больших масштабах. Так же, как и в случае "первичных" флуктуаций, наблюдения могут ограничить амплитуду возмущений больших масштабов и по-видимому противоречат единому спектру возмущений $A_p\sim p^n$ с $n<$ I.

<u>Наблюдаемые объекты как источники флуктуаций.</u> Лонгейр и Сюняев (I969) показали, что наблюдаемые на длинных радиоволнах (λ = =75см) и вошедшие в каталоги радиоисточники должны приводить к заметным $\frac{\delta T}{T}\sim 10^{-5}\div 10^{-6}$ флуктуациям фона в области сантиметровых волн. Главный вклад во флуктуации дают источники, плотность которых на небе равна одному источнику на диаграмме чувствительности телескопа. Популяция радиоисточников с плоскими спектрами увеличивает приведенную оценку $\delta T/T$.

<u>Скопления галактик.</u> (Сюняев, Зельдович, I972б) показали, что

наличие горячего межгалактического газа в богатых скоплениях галактик типа Комы, наблюдаемого по его рентгеновскому излучению, должно приводить вследствие комптонизации к уменьшению яркостной температуры реликтового излучения в направлении на скопление $\left(\frac{\delta T}{T}\right)_1 = -2\frac{kT_e}{m_e c^2}\sigma_T N_e \ell \approx 2\cdot 10^{-4}$.

Величина эффекта не зависит от z, на котором расположено скопление. Принимая пространственную плотность таких скоплений равной $N_0 \approx 1{,}5\cdot 10^{-7}$ Мпс$^{-3}$, их радиус равным $R = 1$ Мпс и считая, что скопления образовались при $z = 4$, легко найти среднее число их на луче зрения

$$k = -\int_0^{z_{max}} N(z)\,\pi R^2 c\,\frac{dt}{dz}\,dz = cH_0 N_0 \pi R^2 \int_0^{z_{max}} \frac{1+z}{\sqrt{1+\Omega z}}\,dz.$$

При $\Omega = 1$ имеем $k \approx 5\cdot 10^{-2}$, угловой размер скопления с $z = 4$ составляет $\theta_1 \approx \frac{2R}{D} = 5'$. Следовательно одно скопление приходится в среднем на $\theta \sim \theta_1 k^{-1/2} \approx 22'$, и следует ожидать флуктуаций фона $\langle\frac{\delta T}{T}\rangle \approx k\left(\frac{\delta T}{T}\right)_1 \approx 10^{-5}$, связанных со скоплениями, которые мы не в состоянии наблюдать современными методами. Вид зависимости от k ясен: фон приходит в антенну с большой площади $\frac{\pi}{4}\theta^2$, а уменьшение интенсивности происходит лишь на площади $\frac{\pi}{4}\theta_1^2$. Флуктуации максимальны, когда в диаграмму чувствительности радиотелескопа попадает в среднем одно скопление (то есть, то нет). При $\Omega = 0{,}1$ и $z = 4$ получаем $k = 7\cdot 10^{-2}$, $\theta_1 = 3'$, $\theta = 11'$ и $\langle\frac{\delta T}{T}\rangle = 1{,}5\cdot 10^{-5}$.

<u>Молодые галактики</u> также могут приводить к заметным флуктуациям фона в сантиметровом диапазоне. Согласно современным представлениям, в первые $\Delta t \approx 10^8$ лет их жизни светимость молодых галактик определялась яркими O и B звездами и достигала 10^{46} эрг/с. Основная энергия уходила в виде ультрафиолетового ионизующего излучения с $\lambda < 912$ Å (Вейман, 1966, Парт-

ридж и Пиблс, 1967). Предположим, что в галактике с массой $M \simeq 2 \cdot 10^{11}\ M_\odot$ на ранней стадии ее эволюции половина вещества находится в виде межзвездного газа однородно распределенного в сфере радиусом $R = 10$ кпс. Тогда плотность газа составляет $N \simeq \frac{3M}{8\pi m_p R^3} \simeq 1$ см$^{-3}$. Количество рекомбинаций в таком ионизованном облаке газа с $T \approx 10^4$K в единицу времени $\frac{4\pi R^3}{3} N^2 \alpha_t \simeq 3 \cdot 10^{55}$ с$^{-1}$ примерно в 10 раз меньше числа ионизующих фотонов, излучаемых молодой галактикой за то же время $\frac{L_{uv}}{h\nu} \simeq 3 \cdot 10^{56}$ 1/с. Здесь $\alpha = 3 \cdot 10^{-13}$ см^3/с - коэффициент рекомбинации, а $h\nu = 15$ эВ. Следовательно, облако будет полностью ионизовано и будет представлять собой гигантскую зону HII. Оптическая толща облака по тормозному поглощению (Каплан, Пикельнер, 1963) равна $\tau_{ff} = \frac{0{,}02\, g\, N_e^2 \cdot 2R}{\nu^2 T^{3/2}} = 8 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\lambda}{3\,см}\right)^2$.

Здесь фактор Гаунта g принят равным 6. Яркостная температура облака составляет $\delta T = T_e \tau_{ff} = 0{,}8 \left(\frac{\lambda}{3\,см}\right)^2$.

Число молодых галактик на луче зрения примерно равно $K = \pi R^2 N_r c H_0^{-1} f(z_{max})$, где функция $f(z_{max})$ учитывает отношение Δt к космологическому времени и эффекты расширения. При $N_r = 0{,}03$ Мпс$^{-3}$, $\Omega = 1$ и $z_{max} = 15 \div 20$ получаем $K \simeq 1$. Угловой диаметр галактики с $R = 10$ кпс при $z = 15$ и $\Omega \sim 1$ составляет примерно $10''$. Следует ожидать флуктуации в этом масштабе порядка

$$\frac{\delta T}{T} \approx \frac{\delta T_b}{T_z(1+z)} = \frac{0{,}3}{(1+z_{max})^3}\left(\frac{\lambda_0}{3\,см}\right)^2 \simeq 3 \cdot 10^{-4}\left(\frac{10}{1+z}\right)^3\left(\frac{\lambda_0}{3\,см}\right)^2.$$

При $\Omega = 0{,}1$ существенно до 2 уменьшается угловой масштаб. В цепи приведенного выше рассмотрения не входило получение точной оценки флуктуаций, связанных с молодыми галактиками. Тем не менее оно показывает, что современные модели молодых галактик и данные наблюдений фона легко согласуются лишь при достаточно раннем $z > 5$ образовании галактик. Ясно, что учет неоднород-

ности газа, сопровождающейся повышением меры эмиссии должен увеличить интегральное тепловое радиоизлучение зон НII в молодой галактике (если $\tau_{H} < 1$ в каждой области), т.е. усилить обсуждаемый эффект. Эффект ограничен сверху, так как суммарная мера эмиссии зон НII ограничена сверху числом ионизующих фотонов, излучаемых в единицу времени молодой галактикой. Он не может превышать полученный результат более чем в 10 раз.

При $z \sim 5 \div 20$ молодые галактики должны подвергаться заметному скучиванию, так как в это время уже велика $\frac{\delta\rho}{\rho} > 0{,}2$ амплитуда флуктуаций в масштабе скоплений галактик. Оценки показывают, что молодые галактики при $z \sim 10$ могут обеспечить флуктуации реликтового излучения порядка $\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-5}$ и в масштабе $\theta \sim 10'$.

Автор благодарен Я.Б.Зельдовичу и Л.А.Позднякову за обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

Arons J.,Wingert D.W. (Аронс и Вигерт), Astrophys.J. 1972, 177, 1.

Weymann R., (Вейман), Preprint University of Arizona (USA), 1966.

Дорошкевич А.Г., Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А., Препринт ИПМ АН СССР,№ 110, 1977.

Дорошкевич А.Г., Шандарин С.Ф. Астрон.ж., 1975, 52, 9.

Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. "Строение и эволюция Вселенной", М.,"Наука", 1975.

Каплан С.А., Пикельнер С.Б. " Межзвездная среда". М., Физматгиз, 1963.

Лонгейр М.С., Сюняев Р.А. Nature, 1960, 223, 719.

Озерной Л.М., Черномордик В.В. Астрон.ж., 1976, 53, 459.

Парийский Ю.Н. Тезисы Всесоюзной конференции по радиоастрономии, Харьков, Ин-т радиофизики и электроники АН УССР, 1976.

Partridge R.B., Peebles P.J.E. (Партридж и Пиблс) Astrophys. J., 1967, 147, 868.

Peebles P.J.E., Yu I.T. (Пиблс и Ю.) Astrophys.J., 1970, 162, 815.

Sachs R.K., Wolfe A.M. (Сакс и Вольф) Astrophys.J., 1967, 147, 73.

Silk J. (Силк) Nature, 1967, 215, 1155.

Silk J. (Силк) Astrophys.J., 1974, 194, 215.

Sunyaev R.A. Astron.Astrophys., 1971, 12, 190.

Sunyaev R.A. In Proceedings of IAU Symposium N 76 "Radioastronomy and Cosmology", Reidel, Dordrecht, 1976.

Sunyaev R.A., Zeldovich Ya.B. Astrophys.Spa.Sci., 1970, 7, 3.

Sunyaev R.A., Zeldovich Ya.B. Astron.Astrophys.. 1972(a), 20, 189.

Sunyaev R.A., Zeldovich Ya.B. Comments Astrophys.Spa.Physics, 1972 (b), 4, 173.

Чибисов Г.В., Озерной Л.М. Astrophys.Letters, 1969, 3, 189.

©
055(02)2 Отпечатано в ИКИ АН СССР

Т-14255 Подписано к печати 19.07.77

Заказ 1284 Тираж 90 Объем 0,7 уч.-изд.л.